

Первые эксперименты по генерации токов увлечения с помощью атомарного пучка в сферическом токамаке Глобус-М

© П.Б. Щеголев, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Г.С. Курскиев, В.Б. Минаев, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: peter shchegolev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 2 марта 2015 г.)

Представлены результаты исследований токов увлечения в сферическом токамаке Глобус-М, генерируемых путем инжекции пучков атомов водорода и дейтерия. Эксперименты проводились в водородной и дейтериевой плазме токамака, имеющей диверторную конфигурацию с нижней X-точкой, смещение по большому радиусу от -1 до -2.5 см, тороидальное поле 0.4 Т, при токе плазмы 0.17 – 0.23 МА. Пучок инжектировался в токамак в экваториальной плоскости, тангенциально к магнитной оси плазменного шнура, с прицельным параметром 32 см. В экспериментах использовался источник ионов ИПМ-2 для получения пучка атомов с энергией ~ 28 кеВ, мощностью до 0.5 MW и геометрическими размерами 4×20 см (по уровню мощности $1/e$). Генерация безындукционных токов фиксировалась по одновременному подъему тока и провалу напряжения на обходе. При инжекции водородного и дейтериевого пучков в дейтериевую плазму получен заметный и воспроизводимый провал напряжения на обходе (до 0.5 В). С помощью транспортного кода ASTRA построена модель, позволяющая рассчитывать величины безындукционных токов, и проведены расчеты для конкретного разряда, которые подтвердили, что модель удовлетворительно описывает эффект генерации токов увлечения.

Наиболее уязвимое место в концепции токамака-реактора, использующего индуктор для создания тороидального тока плазмы, — цикличность его работы. Наличие необходимых для перемагничивания индуктора „пауз“ в работе реактора делает его принципиально импульсным. Для обеспечения стационарной работы реактора ток плазмы должен поддерживаться без использования трансформатора, т.е. безындукционными методами. Разработка подобных методик — важный шаг на пути создания источника термоядерных нейтронов на базе токамака.

Особую актуальность проблема генерации безындукционных токов приобретает применительно к сферическим токамакам, имеющим ограниченное пространство для размещения обмотки индуктора. Известно, что индукционный ток концентрируется в областях плазмы с высокой электрической проводимостью (с высокой электронной температурой) и, следовательно, не обязательно обладает оптимальным радиальным распределением. Для эффективной работы реактора необходимо иметь гибкий и пространственно локализованный источник тока, каким является, например, пучок атомов, позволяющий оптимизировать профиль плотности тока.

Возможность использования инжекции нейтрального пучка (NBI — Neutral Beam Injection) для генерации тороидального тока в токамаке была предложена в 1970 г. [1]. Первые результаты были получены на токамаке DITE [2], а затем на TFTR [3] и JET [4]. На сегодняшний день генерация токов увлечения с помощью атомных пучков продемонстрирована в крупных сферических токамаках (MAST и NSTX) [5], а нейтральная инжекция стала одним из основных методов

генерации безындукционных токов в токамаках. Однако до сих пор не было зафиксировано заметного тока увлечения, генерируемого пучком атомов, в компактном сферическом токамаке, который рассматривается одним из основных вариантов для построения термоядерного источника нейтронов (ТИН). Настоящая работа посвящена исследованию генерации токов увлечения пучками атомов водорода и дейтерия в компактном сферическом токамаке Глобус-М [6], который по своим параметрам близок к разрабатываемым ТИН.

Поскольку в токамаке Глобус-М ток плазмы поддерживается по заданной программе на постоянном уровне с помощью системы обратной связи, генерируемый пучком ток будет изменять напряжение на обходе плазмы U_{loop} . Если пучок имеет то же направление, что и создаваемый трансформатором ток (случай ко-инжекции), то часть тока, создаваемого индуктивно, будет замещаться током, увлекаемым пучком, что приведет к снижению напряжения на обходе плазмы. Для случая контр-инжекции будет наблюдаться обратная картина. На величину U_{loop} могут также влиять изменение профиля электронной температуры T_e , так как от него зависит электропроводность плазмы σ ($\sigma \propto T_e^{3/2}$) [7], и профиль давления плазмы, влияющий на самогенерируемый плазмой бутстрэп-ток. Для оценки воздействия указанных параметров на напряжение на обходе плазмы были проведены его измерения в зависимости от плотности и электронной температуры плазмы.

При тангенциальной инжекции в плазму высокоэнергетических атомов вследствие их ионизации образуются высокоэнергетические ионы, обладающие направленной скоростью. Из-за кулоновских столкновений импульс

быстрых ионов передается электронам и ионам плазмы, в результате чего в системе генерируется продольный ток. Для случая ко-инжекции плотность генерируемого тока

$$J = Z_i e n_i v_i + Z_b e n_b v_b - e n_e v_e, \quad (1)$$

где Z_i, Z_b — зарядовое число ионов плазмы и быстрых ионов соответственно; e — заряд электрона; n_i, n_b — плотность ионов плазмы, испытавших столкновение с быстрыми частицами, и быстрых ионов соответственно; $n_e = Z_i n_i + Z_b n_b$ — плотность электронов, испытавших столкновение с быстрыми частицами; v_i, v_b, v_e — средняя скорость ионов плазмы, быстрых ионов и электронов соответственно.

Для увеличения плотности безындукционного тока нужно уменьшить плотность увлекаемого электронного тока и увеличить плотность тока быстрых ионов пучка и плотность тока увлекаемых ионов плазмы.

Решение задачи торможения быстрого иона из-за кулоновских соударений с частицами плазмы [8–14] позволяет определить время замедления (термализации) t_{th} быстрых ионов с энергией E_b до тепловой энергии плазмы как функцию E_b , критической энергии E_c [15] и величины τ_s — характерного спитцеровского времени замедления на электронах:

$$t_{th} = \frac{\tau_s}{3} \ln[1 + (E_b/E_c)^{3/2}], \quad (2)$$

$$\tau_s \approx \frac{0.1 A_b T_e^{3/2}}{n_e Z_b^2}, \quad (3)$$

$$E_c = \frac{14.8 T_e A_b Z_i^{4/3}}{A_i^{2/3}}, \quad (4)$$

где A_b и A_i — атомная масса быстрых ионов и ионов плазмы соответственно [Da].

Величина E_c определяет граничное значение энергии быстрых ионов при их торможении ионами и электронами плазмы. Если энергия ионов выше критической, то они теряют свою энергию, главным образом, из-за столкновений с электронами с незначительным изменением импульса, поэтому углы рассеяния ионов малы. Если энергия ионов ниже критической, то их замедление происходит преимущественно за счет столкновений с ионами плазмы, при этом быстрые ионы отклоняются на значительные углы.

Для эффективной генерации токов увлечения необходимо, чтобы образующиеся быстрые ионы, во-первых, как можно дольше удерживались в плазме и, во-вторых, передавали свой импульс преимущественно ионам плазмы. Время термализации быстрых ионов слабо зависит от вида частиц плазмы и при типичных параметрах разряда токамака Глобус-М с умеренной плотностью плазмы ($n_e \sim 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.5\text{--}0.6 \text{ keV}$) составляет 12 ms при инжекции водородного пучка и 17 ms в случае инжекции дейтериевого пучка (в обоих случаях $E_b = 30 \text{ keV}$). При этом наибольшее значение критической энергии E_c соответствует случаю инжекции дейтериевого пучка в водородную плазму. Таким образом,

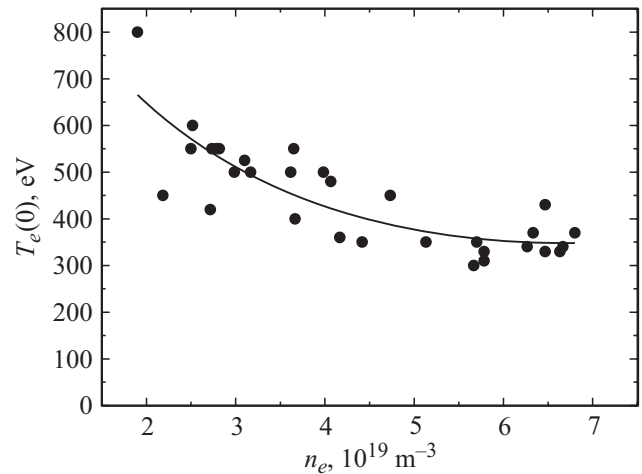


Рис. 1. Характерная зависимость электронной температуры плазмы вблизи магнитной оси установки от ее среднордовой плотности для омических разрядов токамака Глобус-М.

классическая теория предсказывает, что наибольшую генерацию токов увлечения можно ожидать при инжекции атомов дейтерия в водородную плазму.

Однако следует иметь в виду, что на генерацию токов увлечения сильно влияют потери быстрых частиц, которые велики в компактных сферических токамаках со слабым магнитным полем [16]. Чем меньше их потери, тем эффективнее взаимодействие с плазмой-мишенью. С этой точки зрения предпочтительнее выглядит инжекция водородного пучка, поскольку при одинаковых энергиях лучше удерживается именно водородный пучок, а не дейтериевый [17].

Следует также учитывать зависимость электронной температуры плазмы от ее плотности, которая показана на рис. 1. Для увеличения эффективности генерации тока необходимы высокая T_e и низкая плотности плазмы, однако в таком случае будут велики потери быстрых частиц на пролет, следовательно, нужно искать оптимум в соотношении этих величин.

Для токамаков с большим аспектным отношением выражение, описывающее эффективность генерации тока J/P_d (P_d — приходящаяся на единицу объема мощность дополнительного нагрева, необходимая для поддержания тока) с помощью нейтральной инжекции (в единицах А·м/Вт), имеет вид [18]

$$\frac{J}{P_d} = \frac{15.8 (kT_e)_{keV} \xi}{Z_b n_{e19}} \left(1 - \frac{Z_b}{Z_i} (1 - G)\right) (1 - b \varepsilon^\sigma) J_0, \quad (5)$$

где

$$G = \left(1.55 + \frac{0.85}{Z_{eff}}\right) \varepsilon^{1/2} - \left(0.2 + \frac{1.55}{Z_{eff}}\right) \varepsilon, \quad (6)$$

$$J_0 = \frac{x_b^2}{x_b^3 + (1.39 + 0.61 y^{0.7}) x_b^2 + (4 + 3y)}, \quad (7)$$

k — постоянная Больцмана, ε — обратное аспектное отношение, $x_b \equiv v_b/v_c \equiv \sqrt{E_b/E_c}$, $y \equiv 0.8 Z_{eff}/A_b$,

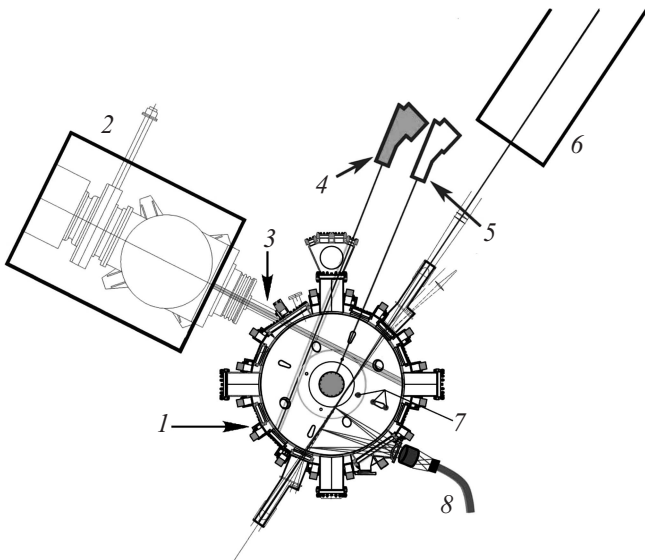


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — камера токамака, 2 — инжектор атомов, 3 — пучок атомов, 4 — АКОРД-24М, 5 — АКОРД-12, 6 — лазер системы томсоновского рассеяния, 7 — хорды наблюдения микроволнового интерферометра, 8 — система сбора данных диагностики томсоновского рассеяния.

Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, ξ — параметр, учитывающий влияние питч-угла ионизованного пучка, $(1 - b\varepsilon^\sigma)$ — поправочный множитель [19].

Важно отметить, что эффективность генерации тока с помощью атомного пучка прямо пропорциональна электронной температуре плазмы и обратно пропорциональна ее плотности. Исследование зависимости функции $J_0(x_b, y)$ от ее параметров показывает, что она слабо меняется в области $1.9 < x_b < 2.8$, возрастает при увеличении A_b и убывает при росте Z_{eff} .

Диапазон значений эффективности генерации тока (для всех вариантов состава пучка и плазмы) при характерных для токамака Глобус-М $T_e = 0.5 \text{ keV}$, $n_e \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и $\varepsilon = 0.67$, рассчитанный по выражению (5), дающему оценку сверху, составляет $(0.15 - 0.20) \cdot 10^{19} \text{ A} \cdot \text{W}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Если предположить мощность атомного пучка, поглощенного плазмой, порядка 0.25 MW , можно ожидать величину генерируемого тока в диапазоне $35 - 45 \text{ kA}$ при любом сочетании вида инжектируемых частиц и основной плазмы.

Исследования генерации токов с помощью пучка нейтральных частиц (NBCD — Neutral Beam Current Drive) на сферическом токамаке Глобус-М были начаты с поиска оптимальных условий эксперимента, т.е. выбора магнитной конфигурации, плотности и тока плазмы, энергии и мощности пучка инжектируемых атомов. Схема эксперимента представлена на рис. 2. Плазма токамака имела диверторную конфигурацию, смещение центра внешней магнитной поверхности по большому радиусу ΔR относительно геометрического центра камеры составляло от -1 до -2.5 cm , $B_t = 0.4 \text{ T}$, I_p — от 0.17 до 0.23 MA , а прицельный параметр инжекции —

32 cm . На инжектор токамака [20] установлен источник ионов ИПМ-2, который позволяет получать пучок с энергией $\sim 28 \text{ keV}$, мощностью до 0.5 MW и геометрическими размерами $4 \times 20 \text{ cm}$ (по уровню мощности $1/e$). Профили электронной температуры и плотности плазмы измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Ионная температура и потери быстрых частиц рассчитывались по потокам атомов перезарядки, измеренным с помощью анализаторов нейтральных частиц (NPA — Neutral Particle Analysers) АКОРД-12 и АКОРД-24М. Генерация безындукционных токов определялась и оценивалась по одновременному подъему тока и провалу напряжения на обходе.

Было проведено сканирование по времени старта инжекции нейтрального пучка, в результате которого установлено, что эффект генерации тока наиболее ярко проявляется, когда инжектор включается на стадии плато тока на 165 ms , в стационарной фазе разряда. Вариация смещения плазменного шнура вдоль большого радиуса показала, что оптимальным является значение $\Delta R = -2 \text{ cm}$. Были проведены серии экспериментов во всевозможных вариантах состава (H, D) плазмы и инжектируемого пучка. К сожалению, по техническим причинам при инжекции водородного и дейтериевого пучков в водородную плазму генерацию токов увлечения получить не удалось. Основной результат экспериментов получен при инжекции водородного и дейтериевого пучков в дейтериевую плазму при $I_p = 0.17 - 0.20 \text{ MA}$. Во время инжекции атомов наблюдался заметный и воспроизводимый провал напряжения на обходе (до 0.5 V).

На рис. 3 в качестве примера приведены осциллограммы основных сигналов для дейтериевого разряда при инжекции дейтериевого пучка (сплошная линия) № 34275 и для омического дейтериевого разряда (штрихпунктирная линия) № 34276 при $I_p = 0.17 \text{ MA}$. Видно, что провал напряжения на обходе составляет порядка 0.3 V . Заметный провал напряжения на обходе длится от 5 до 12 ms с момента включения пучка.

На рис. 4 изображены профили электронной температуры для разряда с инжекцией. Исходя из профилей температуры на $t_1 = 163 \text{ ms}$ (до начала инжекции) и $t_2 = 177 \text{ ms}$ (во время инжекции), можно заключить, что провал напряжения на обходе практически полностью объясняется генерацией токов увлечения, так как эти два профиля почти идентичны. Затем температура заметно падает, что подтверждает профиль на $t_3 = 183 \text{ ms}$, а вместе с ней падает эффективность NBCD и растет сопротивление плазмы ($\rho \propto T_e^{-3/2}$), что при постоянном токе плазмы вызывает рост напряжения на обходе. Во время инжекции пучка начинает расти плотность плазмы, однако с t_1 по t_2 электронная температура остается практически неизменной, вероятно, из-за того, что мощности, передаваемой пучком плазме, хватает для компенсации падения электронной температуры вследствие роста концентрации плазмы. С определенного момента этот баланс нарушается, мощность, передаваемая пучком, приходящаяся на одну частицу, падает, начинается

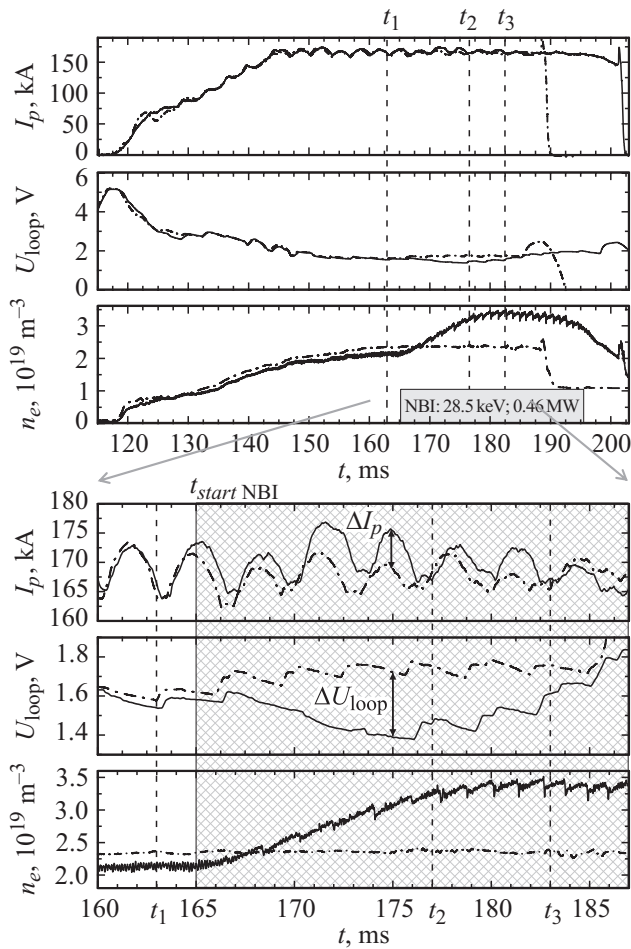


Рис. 3. Осциллограммы основных сигналов: тока плазмы, напряжения на обходе, электронной плотности плазмы — в омическом D-разряде (штрихпунктирная линия) и в D-разряде с инжекцией дейтерия (сплошная линия); t_1, t_2, t_3 — временные точки диагностики томсоновского рассеяния; $t_{\text{start NBI}}$ — начало импульса инжекции.

снижение электронной температуры и соответствующий рост U_{loop} (рис. 3).

Токи не индукционной природы (I_{BS} — бутстрэп-ток, I_{CD} — ток, генерируемый пучком) можно оценить по провалу напряжения на обходе ΔU_{loop} :

$$I_{\text{CD}} + \Delta I_{\text{BS}} = I_p \cdot \Delta U_{\text{loop}} / U_{\text{loop}}. \quad (8)$$

В эксперименте $I_p \sim 170 \text{ kA}$, а провал напряжения на обходе возникает только из-за токов увлечения, так как электронная температура остается практически постоянной (рис. 4). Наблюдаемый провал напряжения составляет около 10–20% напряжения на обходе до старта NBI, что эквивалентно безындукционному току масштаба 15–30 кА. Однако из-за инерционности системы стабилизации тока, которая не успевает сгладить резкий прирост тока, вызванный пучком, возникает пик порядка 5 кА на осциллограмме тока плазмы. Это значение необходимо добавить к значению безындукционного тока, рассчитанному по провалу напряжения на

обходе. В общей сложности инжекция пучка вызывает генерацию безындукционных токов порядка 20–35 кА. Локальная же эффективность генерации безындукционного тока, считая поглощенную плазмой мощность равной 0.25 MW, составляет $(0.10\text{--}0.15) \cdot 10^{19} \text{ A} \cdot \text{W}^{-1} \text{ m}^{-2}$, что немного ниже оценки, сделанной по формуле (5), строго применимой для традиционных токамаков.

С помощью транспортного кода ASTRA [21] было проведено моделирование генерации безындукционных токов в разряде № 34275 с NBI (мощность дейтериевого пучка 0.46 MW). Вводными параметрами для расчета являлись величины, измеряемые в эксперименте: ток плазмы, напряжение на обходе, ионная температура, временная вариация профилей электронной температуры и плотности, параметры пучка нейтральных частиц и геометрия инжекции. Кроме того, для расчета магнитной конфигурации при моделировании использовались данные о форме последней замкнутой магнитной поверхности, полученные с помощью магнитной реконструкции с использованием кода EFIT [22]. Расчеты проводились для 175 ms разряда в момент наибольшего значения ΔU_{loop} (рис. 3), чтобы учесть влияние токов увлечения и изменения профилей плотности и электронной температуры плазмы на U_{loop} . Напряжение на обходе в модели подстраивалось к экспериментальному значению путем изменения значения эффективного заряда. Чтобы получить измеренное в эксперименте значение потерь на перезарядку, в модели варьировалось распределение плотности нейтральных атомов в плазме. Прямые потери частиц пучка были учтены введением поправочного множителя 0.5 на вводимую мощность, согласно данным, полученным в экспериментах по измерению энергетических распределений нейтралов, регистрируемых с помощью NRA.

Расчет, проведенный по описанной методике, показал, что в разряде № 34275 с NBI ток, генерируемый дейтериевым пучком, составляет около 10 кА, а бутстрэп-

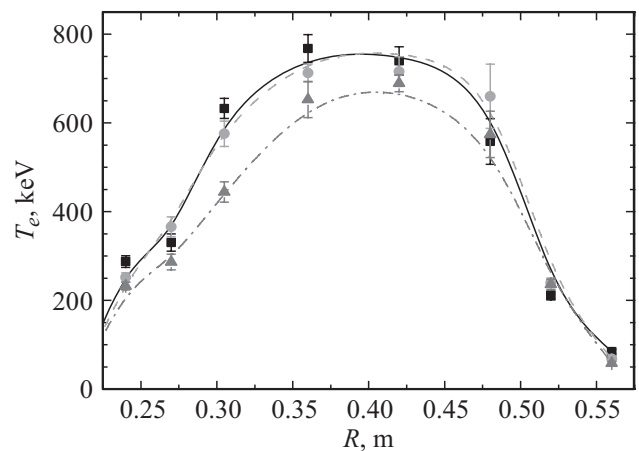


Рис. 4. Профили электронной температуры дейтериевой плазмы в разряде № 34275 в моменты времени: $t_1 = 163 \text{ ms}$ (квадраты и сплошная линия) — до инжекции, $t_2 = 177 \text{ ms}$ (круги и штриховая линия) и $t_3 = 183 \text{ ms}$ (треугольники и штрихпунктирная линия) — во время инжекции.

ток — около 20 кА при полном токе плазмы в 170 кА. Таким образом, расчетное значение полного безындукционного тока в этом разряде — около 30 кА, что удовлетворительно согласуется с оценкой, сделанной на основе провала напряжения на обходе.

Впервые для компактных сферических токамаков продемонстрировано наличие значительных токов увлечения, генерируемых путем инжекции атомарных пучков. При инжекции как водородного, так и дейтериевого пучков в дейтериевую плазму сферического токамака Глобус-М при $I_p = 0.17\text{--}0.20$ МА наблюдался заметный и воспроизводимый провал напряжения на обходе (до 0.5 В), что подтверждает возникновение заметных безындукционных токов.

На основе полученных данных с помощью кода ASTRA построена модель, позволяющая рассчитывать токи, увлекаемые атомным пучком. Проведенные расчеты для разряда № 34275 с NBI (мощность дейтериевого пучка 0.46 MW) подтвердили применимость модели для описания эффекта генерации токов увлечения: получено удовлетворительное согласие с оценками, сделанными на основе провала напряжения на обходе.

Планируемое после модернизации токамака Глобус-М увеличение магнитного поля с 0.4 до 1 Т приведет к росту электронной температуры (по данным [23], она может превысить 1 keV) и улучшению удержания быстрых ионов, а значит, и к соответствующему увеличению эффективности генерации безындукционных токов. Таким образом, в условиях модернизированного токамака Глобус-М можно ожидать существенного увеличения токов увлечения, генерируемых с помощью атомного пучка, при подъеме энергии инжектируемых частиц.

Авторы благодарят сотрудников установки Глобус-М за помощь в подготовке настоящей работы, проведении и организации экспериментов, а также за полезные советы и обсуждения.

Работа выполнена с использованием оборудования Северо-Западного центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.621.21.0007 от 04.12.2014, идентификатор проекта RFMEFI62114X0007). Исследование потерь быстрых частиц выполнено при поддержке гранта РФФИ и 14-02-31152-мол_a.

Список литературы

- [1] *Ohkawa T.* // Nucl. Fusion. 1970. Vol. 10. N 2. P. 185–189.
- [2] *Clark W.H.M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. N 13. P. 1101–1105.
- [3] *Zarnstorff M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 13. P. 1306–1310.
- [4] *Challis C.* et al. // Proc. of the 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Madrid, Spain, 1987 / Ed. by S. Methfessel. European Physical Society, Petit-Lancy, Switzerland, 1987.
- [5] *Suzuki T., Akers R.J., Gates D.A.* et al. // Nucl. Fusion. 2011. Vol. 51. N 8.
- [6] *Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 9. С. 58–62.
- [7] *Снитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212 с.
- [8] *Пистуневич В.И.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 1. С. 3–23.
- [9] *Трубников Б.А.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. С. 98–182.
- [10] *Сивухин Д.В.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 4 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. С. 81–187.
- [11] *Cordey J.G., Houghton M.J.* // Nucl. Fusion. 1973. Vol. 13. N 2. P. 215–220.
- [12] *Connor J.W., Cordey J.G.* // Nucl. Fusion. 1974. Vol. 14. N 2. P. 185–190.
- [13] *Fomenko V.V.* // Nucl. Fusion. 1975. Vol. 15. P. 1091–1097.
- [14] *Cordey J.G., Core W.G.F.* // Phys. Fluids. 1974. Vol. 17. N 8. P. 1626–1630.
- [15] *Heidbrink W.W., Sadler G.J.* // Nucl. Fusion. 1994. Vol. 34. N 4. P. 535–615.
- [16] *Gusev V.K.* // Poster OV / P-03 25th IAEA Fusion Energy Conference. St. Peterburg, Russian Federation, 13–18 October 2014.
- [17] *Bakharev N.N.* // Poster EX / P1-33 25th IAEA Fusion Energy Conference. St. Peterburg, Russian Federation, 13–18 October 2014.
- [18] *Кенро Миямото.* Основы физики плазмы и управляемого синтеза. М.: Физматлит, 2007. 315 с.
- [19] *Start D.F.H., Cordey J.G., Jones E.M.* // Plasma Phys. 1980. Vol. 22. N 4. P. 303–316.
- [20] *Гусев В.К., Деч А.В., Есупов Л.А.* и др. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 28–43.
- [21] *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.* ASTRA Automated System for TRansport Analysis / Preprint IPP 5/98. Garching: IPP, 2002. 145 p.
- [22] *Гусев В.К., Бендер С.Е., Деч А.В.* и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 8. С. 25–32.
- [23] *Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B.* et al. // Nucl. Fusion. 2013. Vol. 53. N 9.